2) M. J. Stephen and J. P. Straley: Rev. Mod. Phys. **46** (1974) 617.
3) S. Kai, N. Yoshitsune and K. Hirakawa: J. Phys. Soc. Japan **38** (1975) 1789.
4) S. Kai, K. Yamaguchi and K. Hirakawa: J. J. appl. Phys. **14** (1975) 1385.
5) S. Kai, M. Araoka and K. Hirakawa: J. Phys. Soc. Japan **39** (1975) 849.
6) S. Kai, K. Yamaguchi and K. Hirakawa: J. J. appl. Phys. **14** (1975) 1653.
7) S. Kai, N. Yoshitsune and K. Hirakawa: J. Phys. Soc. Japan **40** (1976) 267.
8) S. Kai and K. Hirakawa: J. Phys. Soc. Japan **40** (1976) 301.
9) S. Kai, M. Araoka, H. Yamazaki and K. Hirakawa: J. Phys. Soc. Japan **40** (1976) 305.
10) その他 S. Kai and K. Hirakawa: Solid State Comm. に２篇 to be published. 邦文としては九州大学工学集報に数篇あり。

準定常状態の相転移に関する考察

名大・工　　中　野　藤　生

Onsager の理論[1]が橋爪[2]および Onsager-Machlup[3]によって改善されたところによると，条件附確率分布関数（２時刻）は

$$P_2(\boldsymbol{\alpha}|\boldsymbol{\alpha};\Delta t) = \exp\left[-\frac{1}{2k}\left\{\Phi(\dot{\boldsymbol{\alpha}}) + \Psi(\mathbf{x}) - \frac{d}{dt}S(\boldsymbol{\alpha})\right\}\Delta t\right] \tag{1}$$

のように表される。$\boldsymbol{\alpha} \equiv (\alpha_1, \alpha_1, \cdots, \alpha_n)$ は粗視的状態量のセットを表し，その時刻 t における値であり，$\boldsymbol{\alpha}'$ は同じく $t+\Delta t$ における値である。$\dot{\boldsymbol{\alpha}}$ は $d\boldsymbol{\alpha}/dt$ のセットを表す。$\mathbf{x} = \partial S/\partial\boldsymbol{\alpha}$ は $\boldsymbol{\alpha}$ に熱力学的に共役な力のセットである。$S = S(\boldsymbol{\alpha})$ はエントロピー。定常状態であると，P_2 は Δt のみの関数である。α_i がエネルギー密度や粒子密度などであれば，$\dot{\alpha}_i$ は本質的にはエネルギー流（熱流）や粒子流の流束を表す。この場合については以前にも述べた[3]。この場合には (1) の最大問題あるいは，

$$\Phi(\dot{\boldsymbol{\alpha}}) - \mathbf{x}\cdot\dot{\boldsymbol{\alpha}} = \text{最小} \tag{2}$$

の問題の解答は

$$\mathbf{x} = \frac{\partial\Phi}{\partial\dot{\boldsymbol{\alpha}}} \tag{3}$$

となるとは限らないことはその際論じたところである[3]。 Onsager のように[1]，Φ が $\dot{\boldsymbol{\alpha}}$ の２次関数で，

$$\Phi = \frac{1}{2}\,\dot{\boldsymbol{\alpha}}\cdot\mathrm{R}\cdot\dot{\boldsymbol{\alpha}} = \frac{1}{2}\sum_{i,j}\mathrm{R}_{ij}\ \dot{\alpha}_i\ \dot{\alpha}_j \tag{4}$$

であると，(3) は $\boldsymbol{\alpha}$ と $\mathbf{x}$ との１次関係を与え，(3) は完全な解答になるが，(3) が一義的な関係を与えないことが起るのである。１図のようになる場合には（以後適宜 n＝1 の場合について記述する）J－X 関係が定まらない領域が存在する。最小原理 (2) によれば，OABCに沿って進むべきこと（等面積法則）が導かれる。これは熱平衡の統計熱力学と同様の論理である。この同様性はさらに深く成立つており，ＯＡと進むときはA′ まで行過ぎ，$\dot{\mathrm{C}}$ Ｂと進むときはB′まで行過ぎる。

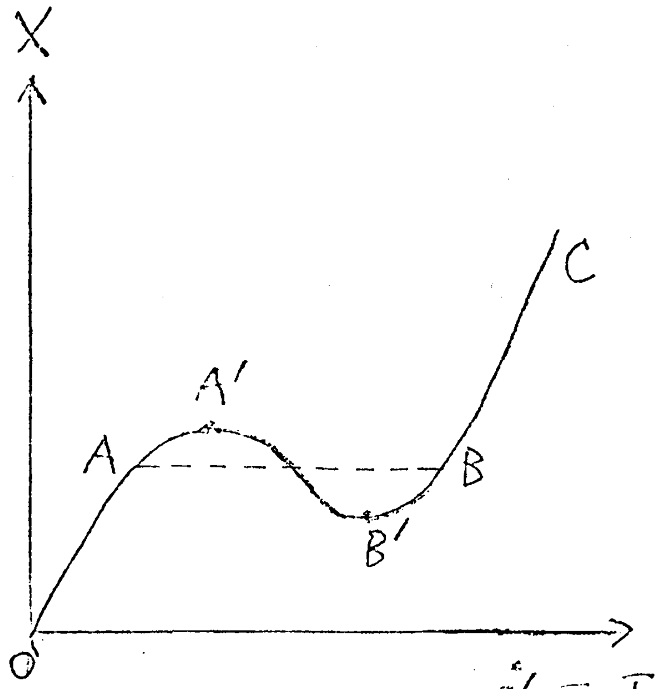


図　1

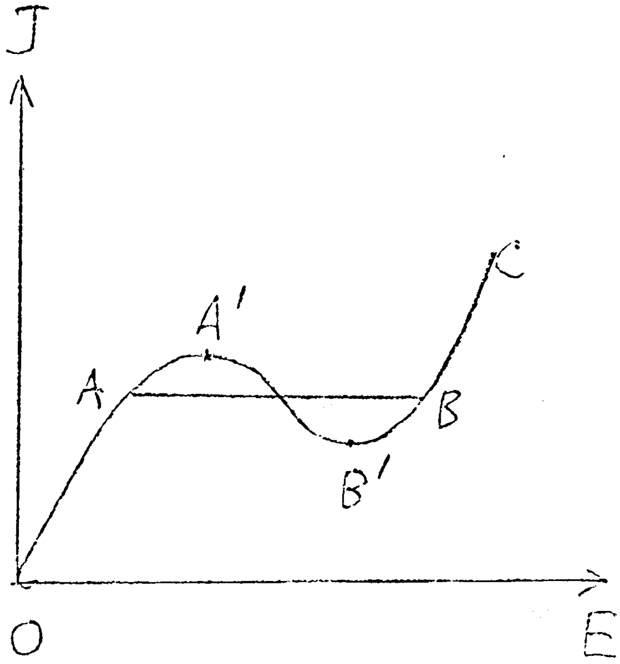
１図は電流－電圧関係についていえば，S 字形関係（通常縦軸をJ，横軸をＥ（電場）またはＶ（電圧）とする）である（半導体の不安定性の問題）がその問題ではＮ字形関係の場合も現れる。α_i がベクトル性の量で，運動量密度などである場合がこれに該当している。その場合，$\dot{\alpha}_i$ は力の密度を表し，X_i は流速を表す。いわば，対応が先の場合とは逆転して，$\dot{\alpha}_i$ が E，X_i がＪ とみなされることになる。したがって１図に該当するような $\Phi(\dot{\boldsymbol{\alpha}})$ が出現する場合には，２図のようなＪ－Ｅ 関

係が導かれる（N 字形）ことになる。2図についても，最小原理 (2) は等面積法則を導くが，OA は A′ まで，CB はB′ まで行過ぎることが可能である。

(4) が成立つと仮定すると，(2) は，

$$\frac{1}{2}\sum_{i,j} R_{ij}\,\dot{\alpha}_i\,\dot{\alpha}_j - \sum_{i} X_i\,\dot{\alpha}_i = \text{最小} \tag{5}$$

と書き表される。i, j 等の番号を格子点もしくは空間の各点（連続的）のようにみなすと，(5) はまたしても熱平衡の統計力学に類似である。$\dot{\alpha}_i$ をスピン σ_i とみなし X_i を磁場とみなしてみたら分る。この類似性に立脚して，規格改正（Renormalization）を行うことにする。そうすると，スピン系において3図のような M−H 図（M は磁化，H は磁場）が導かれるのでとく，1図または2図に描かれるような定常状態の相転移が導かれる。



2　図

参 考 文 献

1) L. Onsager, Phys. Rev. **37** (1931) 405, **38** (1931) 2265.

2) N. Hashitsume, Prog. Theor. Phys. **8** (1952) 461.
L. Onsager and S. Machlup, Phys. Rev. **91** (1953) 1505, 1512.

3) 中野藤生。物性研究 **22** No.5 (1974), 506. Prog. Theor. Phys. **51** (1974) 1279.